

津波防波堤の効果について

堀 川 清 司*・西 村 仁 嗣**

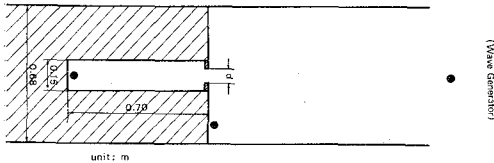
1. 緒 言

この研究は著者らが湾水振動に関して進めている実験的研究^{1), 2), 3)}の一環をなすものである。とくに本論文の目的は港湾内に進入する長周期波に対して湾口防波堤のおよぼす影響を明らかにすることである。この点についてまず実験室もしくは現地海湾で実測された水位変動の状況を示し、さらにこれらの結果をどのように解釈し、理解すればよいかという問題を考えることにする。

2. 模型実験

2 次元水槽内に長方形の模型湾を設置して正面から波をあて、湾奥における応答を調べた。模型の形状、寸法は 図-1 に示されている。図中の・印は水位測定点で

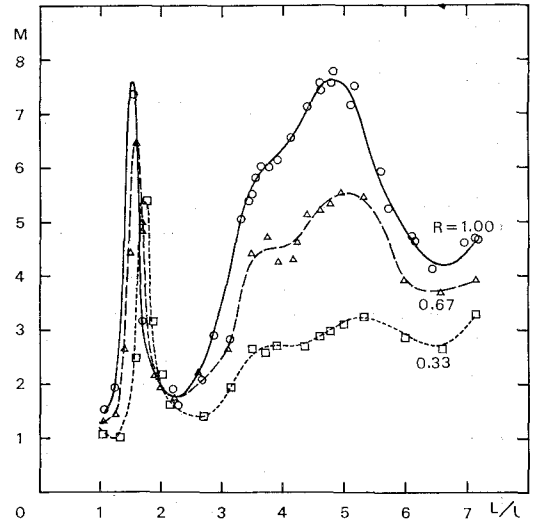
図-1 湾 模 型



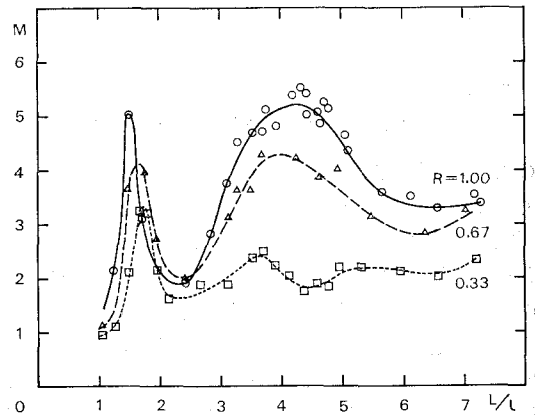
ある。今回は防波堤の効果に主眼を置いたので、湾形としてはできるだけ単純なものを選び、また 1 次元的な取り扱いの可能性を見るため、2 次元水槽を用いて外海部の幅員を有限に設定した。水深は湾の内外を通じて一様に 20 cm とし、入射波高は 1 cm と 3 cm の 2 種類とした。防波堤の開口幅 d は 3 cm から 15 cm まで自由に変えられるようにしたが、整理の段階ではこれを幅員 b に対する開口比 R ($R=d/b$) の形で表現した。同様に湾奥の波高 H_B は入射波高 H_I に対する波高増幅率 M ($M=H_B/H_I$)、波長 L は湾長 l に対する比 (L/l) で無次元的に表示する。実験においては入射波の周期を 0.7 sec から 3.6 sec まで変化させたが、このうちとくに周期の短い領域では長波の条件が満たされないため波速がいくぶん減少する。そこでわれわれは周期のかわりに波長をとることにした。図-2(a) および (b) は入射波の波長による波高増幅率の変化を示したものである。入射波高が小さい場合には、入射波高が大きい場

図-2 共振特性 (実験値)

(a) $H_I=1$ cm



(b) $H_I=3$ cm



合よりもずっとするどい共振特性が見られる。入射波高が大きくなると湾内外の水面が相当乱れるため、実験の精度は低下していると思われる。開口比が小さくなると波高増幅率は概して減少し、同時にわずかながら共振点が移動する。これは防波堤の効果を論ずる上でとくに注意を要する点である。さらにこの実験結果では、防波堤がない場合、第2のピークが第1のピークとほぼ同じ高さに達している。長方形以外の湾形に対する実験ではこ

* 正会員 工博 東京大学教授 工学部
正会員 工修 東京大学助手 工学部

図-3 防波堤の効果

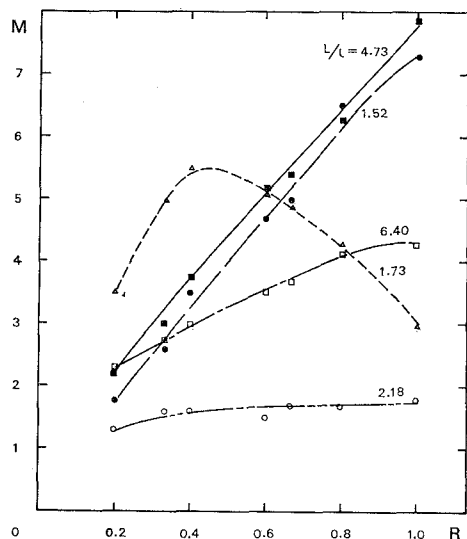
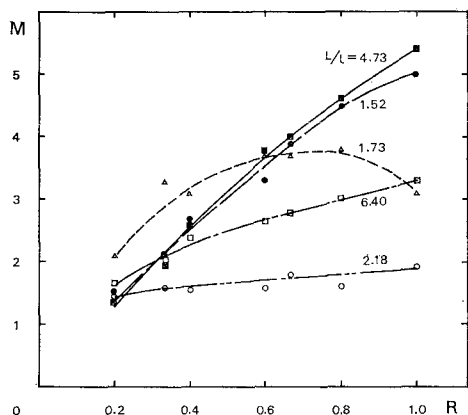
(a) $H_I = 1 \text{ cm}$ (b) $H_I = 3 \text{ cm}$ 

図-4 大船渡湾

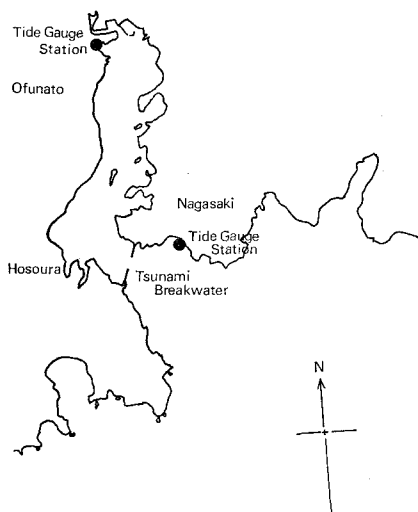
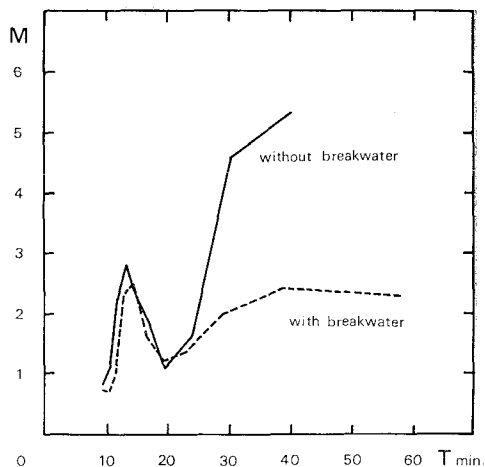


図-5 共振特性(観測値)



のようなことはかつて認められなかった。開口比が小さくなると第1のピークの低下が顕著である。

図-3 (a) および (b) は開口比による波高増幅率の変化を示したものである。これからわかるように、防波堤の効果は共振周期に近い周期の進入波に対して著しい。共振点の近傍では重複波の節の位置が湾口に近づくので、湾口部の流量は大きくなる。逆に波高増幅率が極小になる場合は湾口の位置が重複波の腹近くに相当するのでこの付近の流量は小さく、そこにある障害物は大きな意味を持たない。 $L/l=1.73$ のケースでは開口比によって波高増幅率が特異な変化を示している。これは共振点の移動に伴うもので、このような場合現象に対する防波堤の効果は微妙である。

3. 津波資料の解析

大船渡湾においては十勝沖地震津波(1968年5月)に

際して湾内外の潮位記録が得られた。大船渡湾の形状ならびに検潮所の位置は図-4に示されている。われわれは津波来襲当初の異常な潮位記録を捨て、その後余波として残った静振の記録を解析することによって大船渡湾の湾水振動特性を求めることを考えた⁴⁾。16日14時～17日3時の湾内外における潮位記録を2分間隔で読み取ってそれぞれのパワー スペクトルを計算し、そのエネルギー密度の比の平方根をとった結果が図-5の実線である。曲線は周期約13分に対して山、周期約20分に対して谷となり、約40分の周期で再び山となった後、ゆるやかに下降している。高橋・相田・永田⁵⁾らが防波堤完成以前に静振観測を行なった際にも同様の解析がなされているので、その結果を図-7に点線で示した。これらを比較すると、とくに第1の共振点付近で湾口防波堤が相当の対津波効果を発揮していることがわかる。現在防波堤は湾口部全断面の約5/6を遮蔽しているが、高橋

らの観測当時はほとんど全開の状態であった。なお、この件については伊藤・谷本・木原⁶⁾らによって詳細な解析と報告がなされている。

4. 1次元解析

本節では、われわれが問題としている長方形湾の湾水振動特性の1次元な取り扱いについて述べる。実験に用いた湾模型は比較的細長い形をしているので、1次元な近似である程度の成果が期待される。

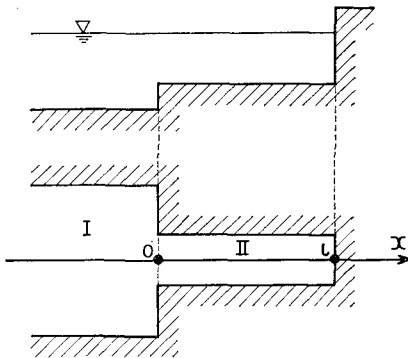
図-6 のように x 軸をとり、全領域を

I : 湾内 $x \leq 0$

II : 湾外 (外海部) $0 \leq x \leq l$

の2領域に分割する。実際の現象としては、ある波が湾

図-6



内に進入し、反射して湾外に去るまでに、種々の形のエネルギー損失を生ずる。これらをすべて無視して完全流体を考え、微小振幅波を考えるならば、運動方程式および連続の方程式はそれぞれつぎのように与えられる。

$$\frac{\partial Q_j}{\partial t} + b_j c_j \frac{\partial \eta_j}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial Q_j}{\partial x} + b_j \frac{\partial \eta_j}{\partial t} = 0 \quad (j=1, 2) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 Q は流量、 η は静水面からはかった水位上昇量、 b は幅員、 c は長波の波速で $c = \sqrt{gh}$ 、 h は水深である。本節では添字 1, 2 でそれぞれ領域 I, II における数値を表わすことにする。

式 (1) および (2) から Q_j を消去すれば

$$\frac{\partial^2 \eta_j}{\partial t^2} = c_j^2 \frac{\partial^2 \eta_j}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

したがって一般解はつぎの形に書かれる。

$$\begin{aligned} \eta_j &= a_j \sin(k_j x - \omega t + \phi_j) + a_j \sin(k_j x + \omega t + \psi_j) \\ &= 2 a_j \sin(k_j x + \phi_j/2 + \psi_j/2) \cos(\omega t - \phi_j/2 + \psi_j/2) \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 a は入射波および反射波の振幅、 ϕ, ψ は原点における初位相である。

さて、境界条件としてはつぎの3つが与えられる。

$$x=0 \text{ で } \eta_1 \equiv \eta_2 \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$x=0 \text{ で } Q_1 \equiv Q_2$$

$$\therefore b_1 c_1^2 \frac{\partial \eta_1}{\partial x} \equiv b_2 c_2^2 \frac{\partial \eta_2}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$x=l \text{ で } Q_2 \equiv 0 \quad \therefore \frac{\partial \eta_2}{\partial x} \equiv 0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

ただし、符号 $\equiv$ はこれらの各式が時間 t に関係なく成立することを意味している。

式 (4) および (7) より

$$\phi_2 + \psi_2 = \pi - 2k_2 l \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 $\phi_1, \psi_1, \phi_2, \psi_2$ のうちいずれか1つは任意にとることができるから、

$$\phi_2 - \psi_2 = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

としてよい。

式 (4), (5) より

$$\phi_1 - \psi_1 = \phi_2 - \psi_2 = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

このとき式 (5) は

$$\begin{aligned} a_1 \sin(\phi_1/2 + \psi_1/2) &= a_2 \sin(\phi_2/2 + \psi_2/2) \\ &= a_2 \cos k_2 l \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

最後に式 (4), (6) において $c_j k_j = \omega$ 、ならびに式 (10) の関係を用いれば、

$$\begin{aligned} a_1 b_1 c_1 \cos(\phi_1/2 + \psi_1/2) &= a_2 b_2 c_2 \cos(\phi_2/2 + \psi_2/2) \\ &= a_2 b_2 c_2 \cos k_2 l \quad \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

を得る。

式 (11), (12) より

$$M = \left| \frac{2a_2}{a_1} \right| = \frac{2}{\sqrt{\cos^2 k_2 l + (b_2 c_2 / b_1 c_1)^2 \sin^2 k_2 l}} \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\phi_1 + \psi_1 = 2 \sin^{-1} \{ (M/2) \cos k_2 l \} \quad \dots\dots\dots (14)$$

とくに $k_2 l = m\pi$ すなわち $L = l/m$ のとき $M = 2$

$$k_2 l = (2m-1)\pi/2 \text{ すなわち } L = 4l/(2m-1)$$

のとき $M = 2 b_1 c_1 / b_2 c_2$

$$(m=1, 2, \dots\dots)$$

われわれの実験では $\alpha = b_2 c_2 / b_1 c_1 = 0.214$ であるから、式 (13) による計算結果は図-7 のようになる。実験値に比して共振周期はいくぶん短く、波高増幅率のピークの値は大きくでている。

つぎに湾口部に防波堤がある場合を考え、特性曲線法^{3), 7)} による解析を試みよう。

式 (1), (2) より

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} = \pm c_j \text{ 上で } Z_j^{\pm} &= \frac{Q_j}{b_j c_j} \pm \eta_j = \text{const.} \\ (j=1, 2, \text{ 複号同順}) \end{aligned}$$

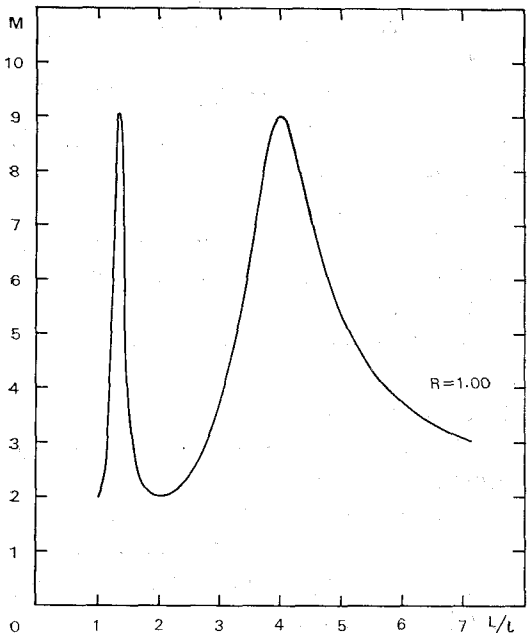
このとき $x=0$ で

$$Z_2^+ = \pm 4K(\sqrt{1+|Z_1^+ + Z_2^-|/K} - 1)/(1+\alpha) - Z_2^- \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$x=l \text{ で } Z_2^- = -Z_2^+ \quad \dots\dots\dots (16)$$

ただし、 $K = h_1 \kappa^2 A_0^2 (1+\alpha)^2 / 2 A_1^2 \alpha^2$ 、 $\alpha = b_2 c_2 / b_1 c_1$ 、 κ は流量係数、 A は断面積、 A_0 は開口面積で、複号は $(Z_1^+ + Z_2^-)$ の符号にしたがう。ここで式 (15) を導く

図-7 共振特性 (1次元解析による計算値)



ために、湾口部の条件として、

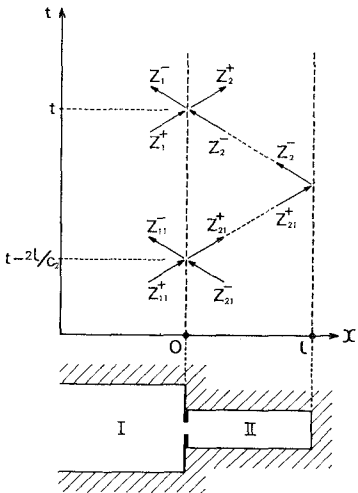
$$Q_1=Q_2=\pm \kappa A_0 \sqrt{|\eta_1-\eta_2|} \dots\dots\dots (17)$$

なる公式が用いられている。

Z_1^+ として正弦形の進行波を与え、 Z_2^+ を逐次計算する。

入射波の周期 T が $T=2l/mc_2$ ($m=1, 2, \dots$) のときは、図-8 の記法にしたがえば、

図-8



$$Z_1^+=Z_{11}^+, Z_2^+=Z_{21}^+=-Z_2^-$$

であるから、式 (15) より

$$Z_1^+=Z_2^+, M=|2Z_2^+/Z_1^+|=2 \dots\dots\dots (18)$$

また、入射波の周期が $T=4l/(2m-1)c_2$, ($m=1, 2, \dots$) なる場合は

$$Z_1^+=-Z_{11}^+, Z_2^+=-Z_{21}^+=Z_2^-$$

で、 Z_1^+ と Z_2^+ は同符号であるから、たとえばいずれも正の場合を考えて、式 (15) より

$$Z_2^+=2K\{\sqrt{1+(Z_1^++Z_2^-)/K}-1\}/(1+\alpha)$$

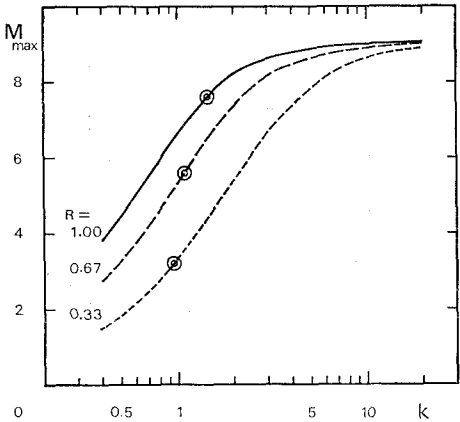
これを解いて

$$M=\left|\frac{2Z_2^+}{Z_1^+}\right|=\frac{4/\alpha}{1+\sqrt{1+(1+1/\alpha)^2Z_1^+/K}} \dots\dots (19)$$

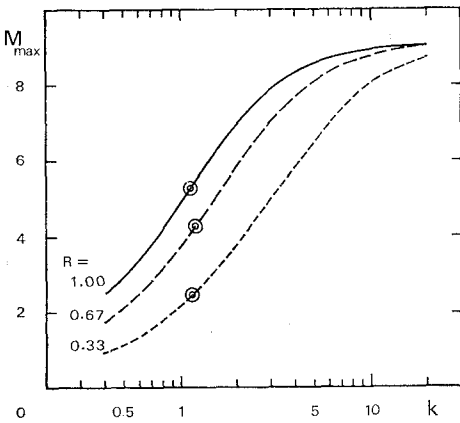
とくに、 $Z_1^+/K \rightarrow 0$ の場合は $M=2/\alpha$ となって防波堤のない場合の結果と一致する。

式(19)から防波堤の存在による 図-7 のピーク M_{max} の低下を計算することができる。計算結果は 図-9 (a)

図-9 流量係数と M_{max} の関係
(a) $H_I=1\text{ cm}$



(b) $H_I=3\text{ cm}$

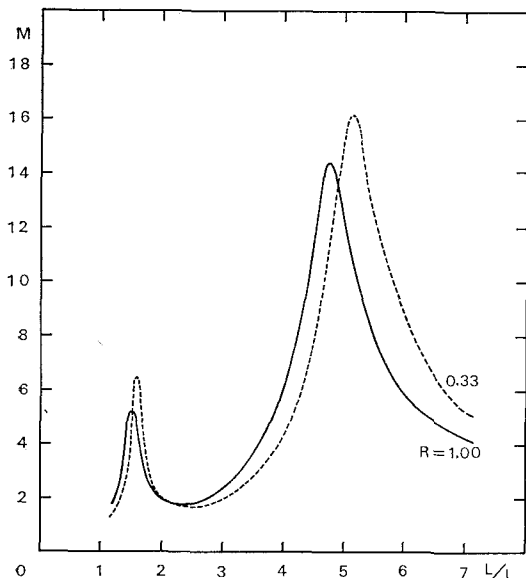


および (b) に示されている。図中の◎印は実験で得られた第1のピークの高さであるが、これから判断すれば概して $k=1.1$ 程度の値が妥当と思われる。なお、この計算法では共振のすべてのモードに対して同じ波高増幅率が与えられる。この点で実測の結果を説明し得ていないわけで、湾口部のエネルギー損失の効果を単に流速のみから評価するという考え方の限界がここに見られる。

5. 2次元解析

この種の問題を2次元的に取り扱う方法は合田によって導かれた⁸⁾。その最終的な計算式は2つの積分関数と2つの無限級数を含んでおり、かなり繁雑であるから原論文にゆずり、ここにはわれわれの実験条件に対応する計算結果のみを図-10に示す。共振点すなわち最大

図-10 共振特性 (合田の理論による計算値)



の湾水振動を誘起する L/l の値、および開口比の減少によるその変化状況については、かなりよく現象を説明しているようである。しかし、第1のピークは実際よりもずっと高く、第2のピークはその約 $1/3$ になっている。この議論では形状特性のみをとり上げて湾口部のエネルギー損失を考慮していないので、防波堤の存在によって波高増幅率のピークはむしろ高くなってしまふ。これはある特殊な条件のもとで“harbor paradox”⁹⁾のような現象が起こり得ることを示唆するものである。また第1のピークと第2のピークの高低関係が実験値と逆に出て

いることから、第1のピーク付近で防波堤が最も効果的であるという事実が形状特性を基づくものではないことがわかる。

6. 結 語

4. および 5. で述べて来た理論はいずれも完全なものではないが、4. の方法に適切な湾口部の条件を導入し、5. の方法による計算結果と併用すれば、現象におよぼす防波堤の効果をかなり正確に把握することができると思われる。式 (17) は本来定常な流れに対して与えられた公式であって、非定常運動の場合障害物の両側の水位差のみから流量が規定されるという考え方は現象を正しく表現していない。また、4. でも述べたように、湾口部におけるエネルギー損失の効果を単に流速の絶対値のみに帰着させることはできない。この辺りに再検討の余地があろう。

最後にこの研究が昭和 43 年度文部省科学研究費補助金による研究成果の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) 本間 仁・堀川清司・西村仁嗣：L字形湾の振動特性について，第13回海岸工学講演会講演集（1966）。
- 2) 堀川清司・西村仁嗣：枝分れのある湾の振動特性について，第14回海岸工学講演会講演集（1967）。
- 3) 堀川清司・西村仁嗣：L字形湾の振動特性について（2），第15回海岸工学講演会講演集（1968）。
- 4) 堀川清司・首藤伸夫・西村仁嗣：十勝沖地震における大船渡湾内外の海面振動について，土木学会年次学術講演会講演概要（1969）。
- 5) 高橋竜太郎・相田勇・永田豊：海底設置用長波計による大船渡湾の静振観測結果について，日本海洋学会誌，第22巻，第1号（1966）。
- 6) 伊藤喜行・谷本勝利・木原力：長周期波に対する防波堤の効果に関する計算（第4報），港湾技術研究所報告，第7巻，第4号（1968）。
- 7) 梶浦欣二郎：湾水振動におよぼす防波堤の効果，東京大学地震研究所彙報，第41号（1963）。
- 8) 合田良実：長方形および扇形の港の副振動について，第10回海岸工学講演会講演集（1963）。
- 9) J. Miles and W. Munk: Harbor Paradox, Journal of the Waterways and Harbors Division, Proceedings of ASCE, Vol. 87, No. WW 3 (1961)。